

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Ю. Б. Акимов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Описываются различные методы регистрации ядерных частиц и γ -квантов в физике высоких энергий при помощи полупроводниковых детекторов (ППД). Основное внимание уделяется вопросам, связанным с использованием ППД в исследованиях процессов рассеяния частиц в области малых переданных импульсов. Рассматривается спектрометрия X-лучей и γ -квантов в экспериментах с остановками частиц пучка в мишени. Приводятся примеры использования ППД одновременно и в качестве мишени. В обзоре заметное место отведено специфике экспериментальной техники с ППД.

The methods of recording nuclear particles and γ -rays in high energy physics by means of semiconductor detectors are described. Main attention is given to the use of semiconductor detectors for the study of particle scattering at small momentum transfer. γ - and X-ray spectrometry in experiments with absorption of secondary beam particles is presented. Some examples of using a semiconductor detector as a target are considered. The essential part of the survey is devoted to the specific questions of using semiconductor detectors.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время полупроводниковый детектор ядерных излучений является основным инструментом для измерения энергий заряженных частиц и γ -квантов в области от нескольких килоэлектронвольт до сотни мегаэлектронвольт. Отличительное свойство ППД — его исключительно высокое энергетическое разрешение, достигающее при регистрации X-лучей 100 эв [1, 2]. Важно, что ППД позволяет проводить измерение спектров одновременно в широком диапазоне энергий и тем самым обеспечивает условия для большой скорости набора статистики. К ценным свойствам ППД относятся линейность и стабильность его характеристик, а также нечувствительность к магнитному полю и хорошая работоспособность при низких температурах. Конечно, основная область применения ППД связана с экспериментальными исследованиями в физи-

ке низких энергий. Однако и в физике высоких энергий имеется целый ряд процессов, исследование которых при помощи ППД весьма эффективно. К ним в первую очередь относятся процессы, приводящие к образованию частиц и γ -квантов сравнительно небольших энергий. Рассмотрению экспериментальных устройств с ППД для исследования таких процессов и посвящен настоящий обзор. Чтобы лучше понять специфику использования ППД в экспериментальной физике, обратимся вначале к определяющим характеристикам ППД.

1. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ

Наиболее распространенный материал для изготовления ППД — кремний высокой очистки. Атомы примесей, оставшиеся после очистки, определяют удельное сопротивление материала ρ . Носителями заряда могут быть электроны или дырки. В первом случае материал относят к n -типу, а во втором — к p -типу. Кремний n -типа является исходным материалом поверхностно-барьерных детекторов. На поверхность кремния, обработанную соответствующим образом, наносят электроды. Передний электрод делают из золота, который является источником дырок. Между золотым электродом и кремнием образуется p — n -переход, толщину которого W далее увеличивают подачей запорного напряжения V , причем имеет место простая зависимость [3] $W \sim \sqrt{V\rho}$.

Современная технология полупроводников позволяет получать таким способом детекторы толщиной до 5 мм. Однако производство их довольно дорого. Толстые детекторы, изготовленные из кремния p -типа, оказываются в 4—5 раз дешевле. В этом случае для компенсации дырочной проводимости путем дрейфа вводится литий, являющийся источником электронов.

В литиево-дрейфовых детекторах толщина слоя практически не зависит от напряжения, начиная с некоторого его значения. Заряженная частица, попадая в ППД, оставляет в нем всю или часть своей энергии, что приводит к возникновению соответствующего количества электронно-дырочных пар. На образование одной пары в кремнии расходуется энергия 3,55 эв. Малая затрата энергии на образование отдельных носителей заряда — главное отличие ППД по сравнению с другими типами детекторов. Такая затрата энергии меньше на порядок, чем в ионизационных камерах, и на два порядка, чем в сцинтилляционных счетчиках.

Образование большого количества первичных носителей заряда N обеспечивает малые относительные флуктуации данного числа, которые дополнительно уменьшаются вследствие эффекта корреляций в процессе рождений электронно-дырочных пар. Этот

эффект выражается фактором Фано — множителем $F \approx 0,1$ в формуле для дисперсии

$$(\Delta N)^2 = FN.$$

Данная дисперсия определяет принципиальную границу энергетического разрешения, достичь которую обычно мешают шумы электроники и детектора [4]. Значительное подавление шумов дает охлаждение детектора и входного сопротивления усилителя. Влияние шумов на разрешение пропорционально емкости детектора, возрастающей с увеличением отношения площади детектора к его толщине. Типичное значение разрешения кремниевых детекторов при комнатной температуре составляет несколько десятков килоэлектронвольт.

Немаловажную роль играет скорость собирания носителей заряда, определяющая быстродействие ППД. В литиево-дрейфовых детекторах время собирания заряда

$$t = W^2/(\mu V), \quad (1)$$

где μ — подвижность носителей; при комнатной температуре электроны имеют $\mu_n = 1350$, а дырки — $\mu_p = 480 \text{ см}^2/(\text{е} \cdot \text{сек})$. Например, для $W = 0,1 \text{ см}$ и $V = 200 \text{ в}$ время собирания дырок составит 100 нсек .

В поверхностно-барьерных детекторах, если чувствительный слой не доходит до заднего электрода, 90% заряда собирается за время равное $2,3 \rho \text{ нсек}$, где удельное сопротивление материала ρ выражено в килоомах. В последнее время изготавливают поверхностно-барьерные детекторы, выдерживающие большие напряжения; практически вся толщина их получается рабочей. Время собирания в таких детекторах можно оценивать, пользуясь выражением (1). Использование ППД без «мертвых» слоев впереди и сзади является для многих экспериментов очень важным, особенно если пробег заряженной частицы превышает толщину детектора.

2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ ПЕРЕДАВАЕМЫХ ИМПУЛЬСОВ РЕГИСТРАЦИЕЙ ЧАСТИЦ ОТДАЧИ И ИЗМЕРЕНИЕМ ИХ ЭНЕРГИИ

В процессах упругого рассеяния частиц представляет особый интерес область малых передаваемых импульсов. Однако исследование в этой области путем регистрации частиц, рассеянных на малые углы, связано со значительными экспериментальными трудностями. Поэтому в настоящее время возник и получил большое развитие новый подход к исследованию процессов рассеяния, который основан на использовании информации, даваемой частицами отдачи. Здесь особо следует отметить работы, проводимые на

внутренних пучках с помощью тонких (до $0,4 \text{ мкм}$) мишеней, обеспечивающих многократное прохождение частиц пучка через мишень [5]. Под углом к направлению оси пучка, близким к 90° , из мишени вылетают частицы с небольшой энергией, первоначально регистрировавшиеся фотоэмульсионной камерой. При этом измеряют угол вылета частиц и их пробег в фотоэмульсии.

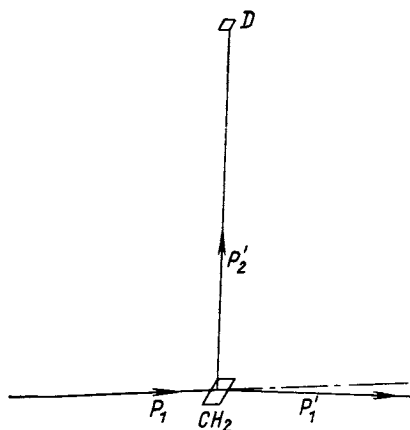


Рис. 1. К упругому рассеянию протонов на малые углы

Основной недостаток фотоэмульсионного метода — малая скорость набора статистики. Методика исследования процессов упругого рассеяния частиц регистрацией частиц отдачи приобрела современный вид благодаря применению для этой цели ППД [6], которые свободны от указанного выше недостатка и позволяют проводить прецизионные измерения углов вылета и энергии или ионизирующих потерь частиц отдачи. То обстоятельство, что в ППД чувствительный слой начинается практически с поверх-

ности, позволяет в принципе регистрировать частицы очень малых энергий, а комбинация тонкого счетчика с толстым — надежно разделять частицы разного вида.

Схема эксперимента с ППД на внутреннем пучке ускорителя приведена на рис. 1. Первый эксперимент проводили на синхротроне ОИЯИ, где ППД помещался в вакуумный канал на расстоянии 3 м от тонкой ($0,7 \text{ мкм}$) водородсодержащей мишени, которую устанавливали на пути пучка протонов с энергией 4 Гэв . Регистрировали протоны с энергией в несколько единиц или десятков мегаэлектронвольт. Импульсы с ППД после усиления поступали на амплитудный анализатор. Контроль аппаратуры осуществлялся с помощью генератора и α -источника ($E_\alpha = 5,3 \text{ Мэв}$), для которых разрешение составляет 40 и 70 кэв соответственно. Такого аппаратного разрешения вполне достаточно, поскольку основной разброс импульсов по амплитуде в эксперименте определялся не столько электроникой, сколько физическими причинами, а именно многократным кулоновским рассеянием протонов отдачи в мишени и телесным углом регистрации. Для частиц, проходящих ППД насквозь, амплитудный разброс возрастал вследствие неоднородности толщины чувствительного слоя ППД и статистических флуктуаций ионизационных потерь частиц в ППД. Типичные спектры вторичных частиц приведены на рис. 2 [7], из которого видно, что

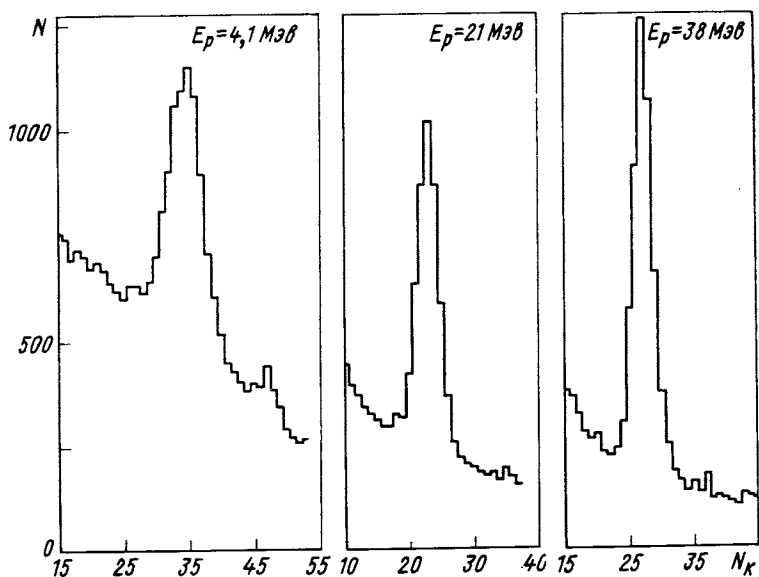


Рис. 2. Спектры вторичных частиц из тонкой полиэтиленовой мишени

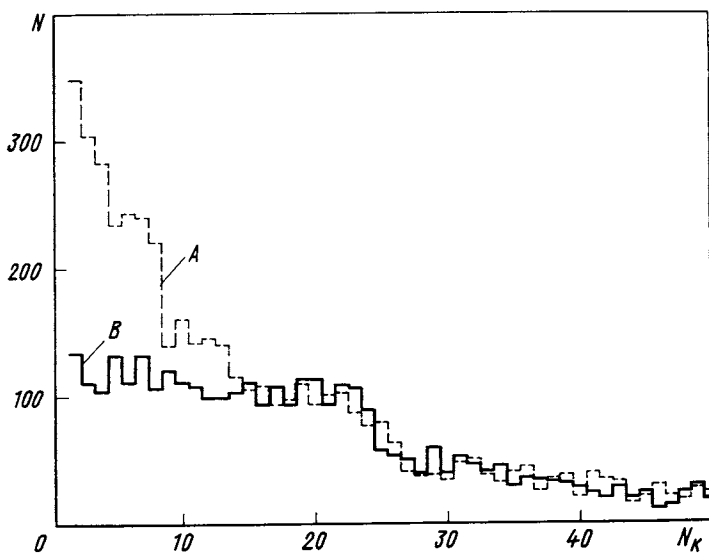


Рис. 3. Спектр фоновых вторичных частиц:
 А — нормальный вид; В — с включенным на антисовпадение задним счетчиком

протоны отдачи дают отчетливо выраженные пики, расположенные на некотором фоновом уровне. В процессе измерений установлено, что преобладающим является фон, направленный со стороны мишени. Интересно отметить, что существенную часть данного фона

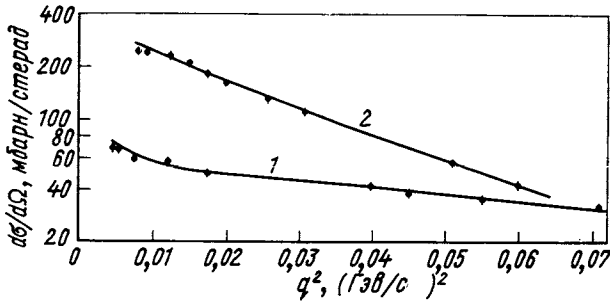


Рис. 4. Дифференциальные сечения при энергии 4,0 Гэв:

1 — pp -рассеяние; 2 — pd -рассеяние

составляют частицы, проходящие счетчик насквозь, а в них заметную долю вносят частицы, теряющие в ППД энергию около 1—2 Мэв и тем самым затрудняющие идентификацию частиц эффекта с той же энергией. Эти события можно исключить (рис. 3), если включить на антисовпадение дополнительный счетчик, расположенный непосредственно за стоящим перед ним ППД. Такой способ, в частности, использовался в экспериментах на ускорителе в Батавии. Эксперименты на синхрофазотроне были проведены с водород-и дейтерийсодержащей полимерной пленкой.

На рис. 4 приведены результаты измерения дифференциального сечения pp - и pd -рассеяния. Измерение сечений выполнено в следующих интервалах передач: $4 \cdot 10^{-3} \leq q^2 \leq 7 \cdot 10^{-2} (\text{Гэв}/\text{с})^2$ для pp -рассеяния и $8 \cdot 10^{-3} \leq q^2 \leq 6 \cdot 10^{-2} (\text{Гэв}/\text{с})^2$ для pd -рассеяния. Напомним, что между передачей q^2 , массой M и кинетической энергией E частицы существует простое соотношение

$$q^2 = 2ME.$$

Например, передаче $q^2 = 0,01 (\text{Гэв}/\text{с})^2$ соответствуют энергии протона $E_p = 5,3 \text{ Мэв}$ и дейтона $E_d = 2,7 \text{ Мэв}$. Погрешность измерения дифференциального сечения определяется погрешностью мониторинга (5—7%). Относительная погрешность в случае pd -рассеяния — порядка 2—3%.

Экспериментальные точки вне кулоновской области аппроксимируются кривыми вида

$$d\sigma/dq^2 = (d\sigma/dq^2)_0 \exp(-bq^2).$$

Для pp -рассеяния параметр наклона $b = 7,9 \pm 0,7 (\text{Гэв}/\text{с})^{-2}$, для pd -рассеяния $b = 36 \pm 0,7 (\text{Гэв}/\text{с})^{-2}$.

Мишени. Серьезной проблемой при постановке эксперимента на внутреннем пучке частиц ускорителя является недостаточная радиационная стойкость полиэтиленовой мишени. Под действием интенсивного потока частиц пленка темнеет и разрушается в результате радиационных повреждений и локального перегрева. В вакууме, где теплоотвод от пленки плохой, локальный перегрев значителен. Для увеличения срока службы мишени предложена такая конструкция, в которой место облучения мишени непрерывно меняется [8]. Схема мишени дана на рис. 5.

Пленка в форме диска скреплена в центральной части с металлическим диском, который посажен на ось мотора и вращается. Под действием центробежных сил пленка, выступающая за пределы металлического диска, выпрямляется и располагается в плоскости вращения. Отличительная особенность мишени заключается в том, что в ней нет оправ или каких-либо держателей для пленки, кроме простого металлического диска, расположенного в области, в которую пучок частиц не доходит. Вращение обеспечивает непрерывную смену места облучения и тем самым существенное увеличение срока службы мишени.

Проблемы с мишенью были кардинально решены созданием газовых струйных водородной и дейтериевой мишеней [9]. Плотность струй составляет $10^{-7} - 10^{-6}$ г/см³, а их ширина — $12 \div 15$ мм, что обеспечивает нормальные условия проведения экспериментов на протонных ускорителях. К настоящему времени как на газовых, так и на твердых, в том числе и вращающихся, мишенях выполнен целый класс экспериментов на различных ускорителях.

Эксперименты на электронном пучке. Полупроводниковая методика детектирования частиц отдачи применялась для измерения дифференциальных сечений упругого *ep*-рассеяния [10]. Такой эксперимент интересен прежде всего тем, что позволяет найти поведение электрического форм-фактора протона G_E вблизи нулевых передаваемых импульсов и получить прямые сведения об электрическом радиусе протона. Эксперимент проводился на вращающейся мишени из полиэтиленовой пленки толщиной 3 мкм и диаметром 140 мм. Диаметр и толщина металлического диска составляли 80 и 1 мм соответственно. Использовался мотор со скоростью 3000 об/мин и мощностью 2 Вт. Время жизни мишени 50—70 ч на пучке со средним током 200 мкА.

Измерения фона проводили на тонкой (неподвижной) углеродной мишени. Однако технически очень трудно изготовить чис-

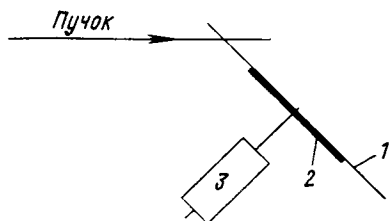


Рис. 5. Схема мишени:
1 — полиэтиленовая пленка; 2 — алюминиевый диск; 3 — мотор

тую углеродную пленку толщиной ≈ 2 мкм; в пленке обычно содержатся примеси водорода. В связи с этим найдено еще одно решение задачи — использование тонкой пленки из фторопласта (C_2F_4), состоящего только из углерода и близкого к нему по порядковому номеру фтора.

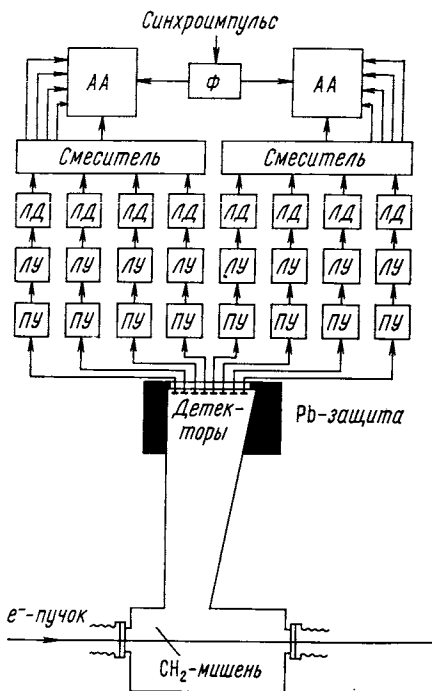


Рис. 6. Структурная схема эксперимента по исследованию упругого рассеяния электронов

Структурная схема экспериментальной установки приведена на рис. 6. Внутренний пучок электронов проходит через тонкую полиэтиленовую мишень. Протоны отдачи, вылетающие под близкими к 90° углами, регистрируются серией полупроводниковых детекторов. Спектрометрический тракт для каждого детектора состоит из предусилителя ПУ, линейного усилителя ЛУ и линейного дискриминатора ЛД. Спектры измеряются двумя амплитудными анализаторами, память в каждом из которых разбита на четыре группы. Разбиение осуществляется командными сигналами со смесителя, собирающего сигналы с четырех каналов на одну линию. В результате используется только один амплитудный кодировщик и каждому детектору отводится своя четверть каналов. Анализаторы управляются синхроимпульсами от ускорителя, которые следуют с частотой сети. Сброс пучка частиц на мишень длится около 1 мсек. Примерно в течение этого времени анализаторы принимают сигналы с детекторов. В формирователе Φ предусмотрена регулировка длительности и задержки управляющих сигналов. Это позволяет выбрать наиболее благоприятные интервалы времени для регистрации частиц и отбросить участки с большими помехами от ВЧ-генераторов ускорителя, а также от соседних мишеней при работе в параллельном режиме.

Отличительная особенность эксперимента — очень высокий уровень фона от мишени в области энергосделений ниже 1 Мэв. По импульсам фона на экране осциллографа, подключенного к выходу линейного усилителя, удобно наблюдать за работой ускорителя.

теля и мишени и устанавливать необходимую интенсивность пучка электронов.

При эксперименте были введены линейные дискриминаторы, без которых анализатор сильно перегружался и показания оставались только в области младших каналов, заполнявшихся импульсами фона. Дискриминация импульсов обеспечивает нормальный режим работы анализатора — примерно 1 имп за цикл.

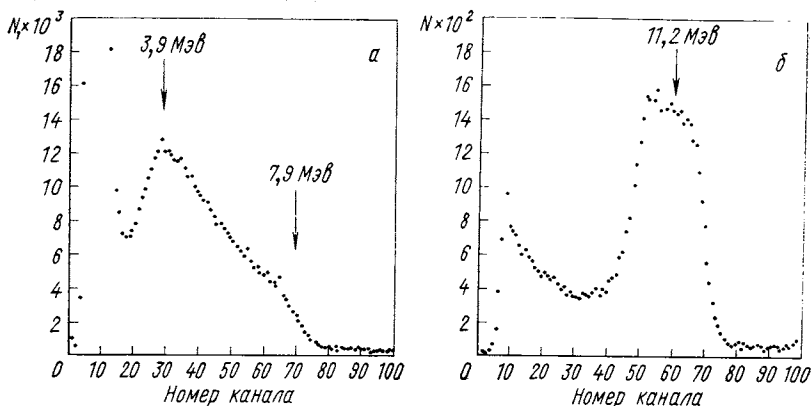


Рис. 7. Спектры вторичных частиц, вылетающих из полиэтиленовой мишени, введенной в пучок электронов

Важно, что дискриминация производится до смесителя. При дискриминации после смесителя возрастают амплитудные искажения из-за наложения импульсов фона и шума разных каналов.

В эксперименте применялись детекторы разной площади и толщины. Существенно использование длинных детекторов — 40×10 мм. Изготовленные из кремния *n*-типа с удельным сопротивлением $\rho = 6$ ком, эти детекторы при напряжении 350 в имеют толщину 0,8 мм, что соответствует пробегу протонов с энергией около 11 Мэв.

Такие детекторы, расположенные на расстоянии 1,5 м от мишени, позволяют измерять спектры протонов отдачи непрерывно в широком интервале кинематических углов. После вычета фона эти спектры дают информацию о ходе дифференциального сечения в зависимости от величины переданного импульса. При этом исключаются только края спектров, размытые из-за многократного рассеяния протонов отдачи в мишени и «неточечной» геометрии пучка и мишени. Один из таких спектров приведен на рис. 7, а, а на рис. 7, б — спектр, измеренный более узким детектором. Информация с узких детекторов используется как вспомогательная, в частности для изучения поведения фона в различных участках спектров. Высокий уровень набора статистики показан на рис. 8.

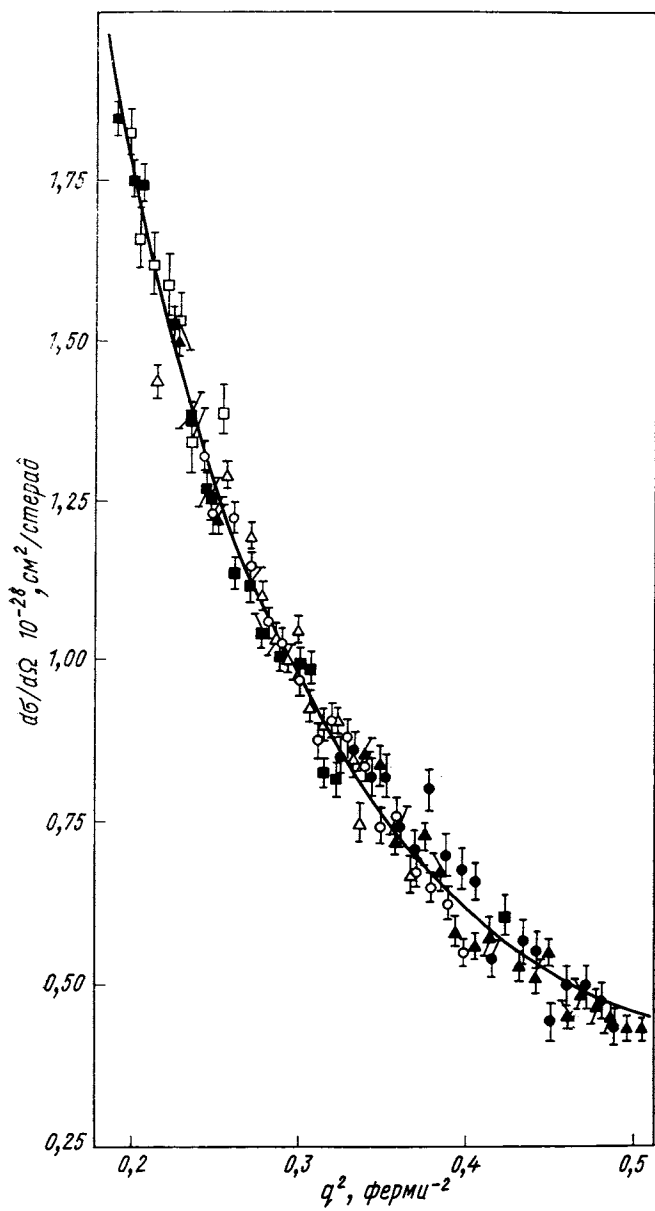


Рис. 8. Дифференциальные сечения упругого электрон-протонного рассеяния при 4,4 Гэв

Результаты исследований, полученные на ускорителе в Ереване, показали, что в области малых передаваемых импульсов функция $G_E(q^2)$ хорошо описывается «дипольной формулой»

$$G_E(q^2) = (1 + Aq^2)^{-2}.$$

Значение радиуса протона $R = (0,79 \pm 0,04)$ ферми, вытекающее из этих измерений, согласуется с определенным ранее при больших q^2 .

На ускорителе в Ереване также проводились измерения с полиэтиленовой пленкой, в которой 95,2% водорода замещены дейтерием [11]. Чтобы разделить дейтронные и протонные пики, длинные детекторы были повернуты на 90° по сравнению с расположением в описанном выше эксперименте и перед ними были дополнительно поставлены коллиматоры с шириной окна 3 мм. Типичный спектр с хорошо разделенными дейтронными и протонными пиками дан на рис. 9. Поскольку дифференциальные сечения упругого *ер*-рассеяния в области малых передаваемых импульсов уже определены, сравнение числа отсчетов в обоих пиках позволяет получить информацию о сечении рассеяния электронов на дейтонах.

Как уже указывалось выше, при экспериментах используются поверхностно-барьерные ППД больших площадей. Их емкость зависит от приложенного напряжения и составляет 100—200 пф. Важно выбрать такой тип предусилителя [12, 13], на амплитуду выходных импульсов которого слабо влияли бы изменения емкости ППД.

Большое внимание уделялось также подбору оптимальной длительности сформированных усилителем импульсов. Оказалась весьма высокой фоновая нагрузка, особенно в области энергий меньших 1 Мэв, поэтому было желательно уменьшение длительности импульсов. Однако при этом начиная с некоторой длительности амплитудное отношение сигнала к шуму ухудшалось и оптимуму соответствовали постоянные интегрирования 0,2 мксек и дифференцирования 0,5 мксек. Разрешение электроники определялось преимущественно шумами детектора и составляло около 60 кэв.

Обратим внимание еще на одно важное обстоятельство, которое может возникнуть при работе с короткими импульсами. Речь идет о точности калибровочных констант, полученных в результате использования α -источников. Действительно, с хорошим при-

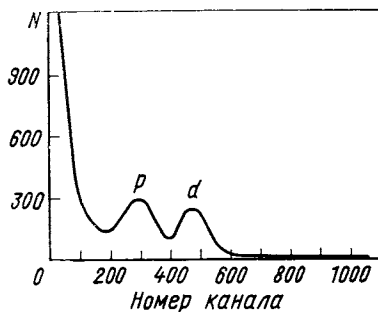


Рис. 9. Спектр вторичных частиц из дейтерированной пленки

ближением энергетические затраты на образование одного и того же числа носителей заряда не зависят от типа частиц. Однако время собирания заряда T зависит от пробега частиц, так как подвижности электронов и дырок,двигающихся в противоположные стороны, различаются почти в 3 раза. Чтобы исключить зависимость амплитуды импульса от пробега частицы и тем самым от типа частицы, длительность сформированного импульса следует выбирать значительно большей T . В рассматриваемом случае T не превышает 20—30 нсек, т. е. данное условие выполняется. Точность градуировок от α -частиц проверяется экспериментально на электростатическом генераторе, где регистрируются протоны с известной энергией в области 5—9 Мэв. Измерения проводились при трех постоянных дифференцирования: 0,5; 1,0 и 3,0 мксек, и дали для α -частиц и протонов совпадающие в пределах 30 кэв результаты.

Автоматизированная установка с ЭВМ. Применение ЭВМ в экспериментальных установках с ППД существенно расширило воз-

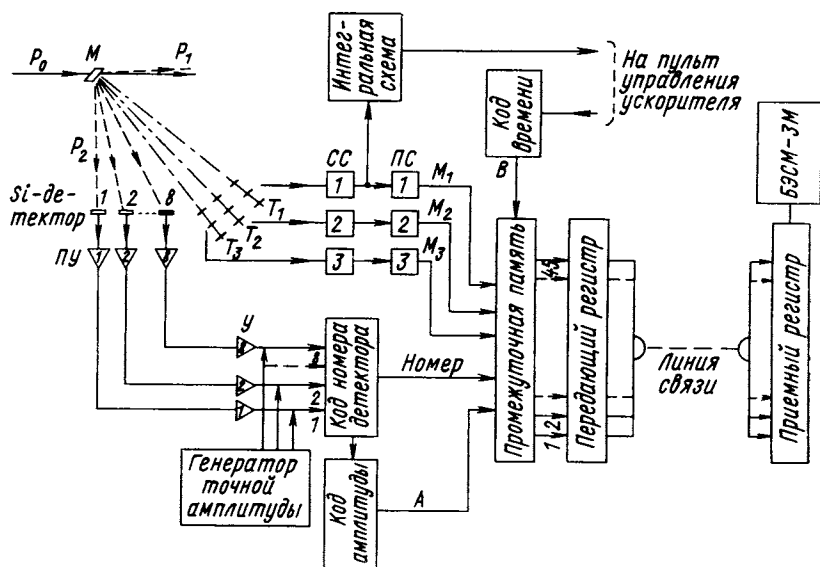


Рис. 10. Структурная схема электронной аппаратуры с ППД

можности исследования на внутренних пучках ускорителей протонов. Авторы работы [12] создали сочлененную с ЭВМ БЭСМ-3М многопараметровую установку, на которой можно проводить амплитудный анализ одновременно по нескольким каналам (до 16 каналов) и независимо в нескольких временных интервалах (до 64 временных интервалов). Последнее позволяет работать при

непрерывном сбросе первичного пучка на мишень в процессе ускорения, что дает информацию сразу в широком интервале энергий. Важно, что измерения энергетической зависимости дифференциальных сечений одновременно во многих точках обеспечивают минимальное влияние нестабильности аппаратуры во времени.

Структурная схема электронной аппаратуры для восьми детекторов (1—8), использованной в экспериментах на ускорителе ИФВЭ [13], приведена на рис. 10. События, регистрируемые ППД, независимы, поэтому с точностью до случайных совпадений в каждый данный момент поступает сигнал только с одного детектора. Анализ амплитуд сигналов со всех каналов осуществляется одним блоком, преобразующим амплитуду в семиразрядный код. Другой блок вырабатывает четырехразрядный код номера детектора. Вместе эти два кода составляют одно «событие». Четыре события формируют одно машинное слово в промежуточной памяти. Сорок пятый разряд машинного слова равен нулю и является признаком амплитудной информации. Последняя поступает через каждые 16 мсек и размечается кодами, вырабатываемыми временным кодировщиком. Начало работы этого блока связано с определенной стартовой энергией, что задается сигналом, соответствующим выработанному значению магнитного поля ускорителя. Временная информация заносится в промежуточную память и вместе с мониторными отсчетами трех сцинтилляционных телескопов образует второе машинное слово, 45-й разряд которого отмечается единицей.

Созданная аппаратура с тонкими мишенями и ППД позволила получить важные физические результаты, в том числе измерить формы дифракционного конуса упругого рассеяния в интервале переданных импульсов вблизи $q^2 = 0$ и изучить вещественную часть амплитуды рассеяния в широком интервале энергий как на ускорителе в ИФВЭ, так и при больших энергиях (50—300 Гэв) на ускорителе в Батавии [14], где экспериментальная установка была подобна описанной выше.

Использование позиционно-чувствительного ППД. На ускорителе в Батавии успешно применили [15] также позиционно-чувствительный ППД, который одновременно с измерением энергии дает информацию о месте вхождения частицы в детектор. Это осуществляется введением двух специальных контактов на противоположных концах заднего электрода (рис. 11). Возникающий при регистрации частицы заряд распределяется между двумя контактами обратно пропорционально сопротивлениям пройденного пути. Сопротивление пропорционально x для одного контакта и y — для другого. Таким образом, сигнал на одном из контактов пропорционален $E_1 = xE/(x + y)$. Сигнал, снимаемый с переднего электрода, дает полное значение E . Отношение этих сигналов E_1/E определяет место попадания частиц, обычно с погрешностью 2—3% длины детектора при $E \approx 5$ Мэв. Линейность детектора существ-

венно зависит от однородности сопротивления материала и параллельности пластин кремния. Если E_1/E близко к нулю или единице, то возникают искажения из-за влияния шумов электроники и нелинейности на краях. С уменьшением энергии частицы шумы влияют сильнее и зона краевых эффектов увеличивается. Кроме нелинейности в области малых E_1/E может иметь место и неэффективность регистрации, особенно если велик уровень сопутствующих

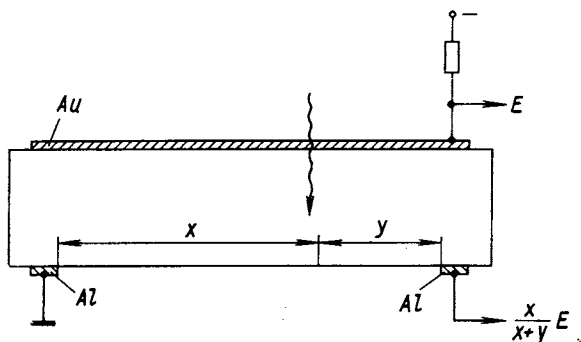


Рис. 11. Позиционно-чувствительный детектор

фоновых процессов. Нелинейность и неэффективность на краях заставляют вводить соответствующие ограничения на используемую площадь детектора. Несмотря на это, в целом позиционно-чувствительный ППД является для ряда исследований весьма перспективным инструментом.

Идентификация частиц по их ионизационным потерям и энергии. Эффективное разделение частиц по массам обеспечивает комбинацию из тонкого и толстого ППД, включенных между собой на совпадение. Первый детектор измеряет ионизационные потери ΔE , а второй, при остановке в нем частицы, — энергию $(E - \Delta E)$. В частности, в описываемой ниже экспериментальной установке [16] применяют детекторы толщиной 0,2 и 2 или 5 мм, в которых полностью укладываются пробеги протонов с энергией соответственно до 19 и 32 Мэв и дейтонов — до 23 и 42 Мэв. Детекторы имеют площадь 1 см². Структурная схема электронной аппаратуры установки, рассчитанной на 16 идентичных каналов, показана на рис. 12, на котором подробно изображена электроника, относящаяся только к одной паре ППД. Усиленные импульсы с ППД разветвляются по двум направлениям: на линейные ворота ЛВ для последующего амплитудного анализа и на дискриминаторы Д, подключенные к схеме совпадений сигналов с тонкого и толстого детекторов. Элемент отбора совпадений находится в блоке, называемом пик-детектором. Третьим для совпадений является сигнал, поступающий с блока прерывания, связанного с ЭВМ РДР-11.

Сигнал совпадений открывает ЛВ, и пик-детектор вырабатывает два аналоговых напряжения, равных амплитудам поступивших на него импульсов с тонкого и толстого ППД, при этом возникает сигнал *Занято*. Коммутатор сканирует последовательно все каналы с частотой 5 Мгц. Достигнув занятого канала, коммутатор останавливается, и аналоговые напряжения передаются через мультиплексор на два амплитудно-цифровых преобразователя (АЦП),

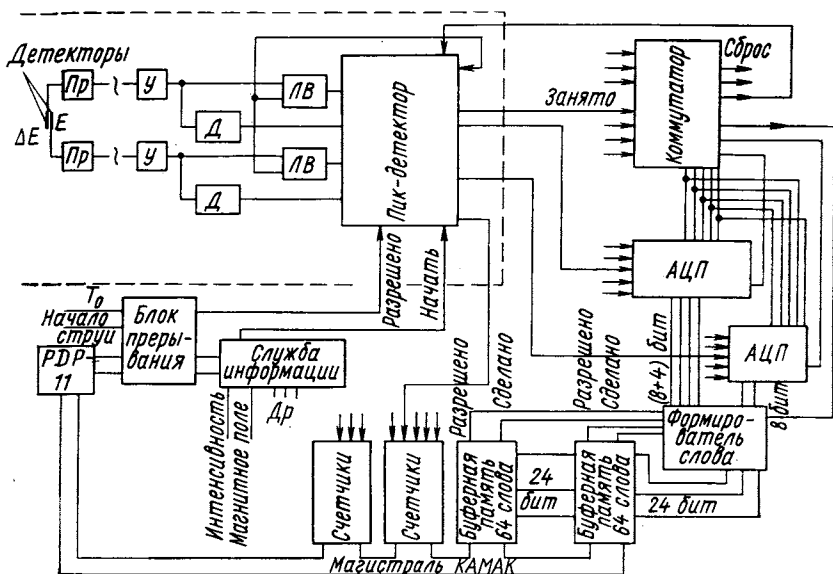


Рис. 12. Структурная схема электронной аппаратуры с парными ППД

которые формируют восьмиразрядные числа, соответствующие амплитудам анализируемых импульсов. Эти два числа занимают нижние 16 бит 24-разрядного слова, которое формируется в смесителе и хранится в одной из двух быстрых буферных памяти, рассчитанных на 64 слова каждая. Четыре следующие бита несут информацию о номере канала, в котором произошло событие. Сигнал окончания работы АЦП восстанавливает пик-детектор и разрешает коммутатору дальнейший поиск занятых каналов. Когда одна буферная память оказывается заполненной, она отключается и данные из нее снимаются в ЭВМ по магистрали КАМАК. Тем временем другая буферная память способна принимать данные, т. е. набор статистики не прерывается. По магистрали КАМАК записываются также показания счетчиков, подключенных к выходам схем совпадений. В дополнение к данным с детекторов на магнитную ленту ЭВМ заносится информация об интенсивности пучка частиц, о значении магнитного поля и др.

Каждый канал действует независимо, и типичное время обработки сигнала составляет около 10 мксек, что в основном определяется АЦП. Пока один из каналов подключен к АЦП, другие могут принимать информацию с детекторов. Потери, обусловленные мертвым временем, оцениваются по каждому каналу сравнением числа отсчетов совпадений, записанных в счетчиках, с числом

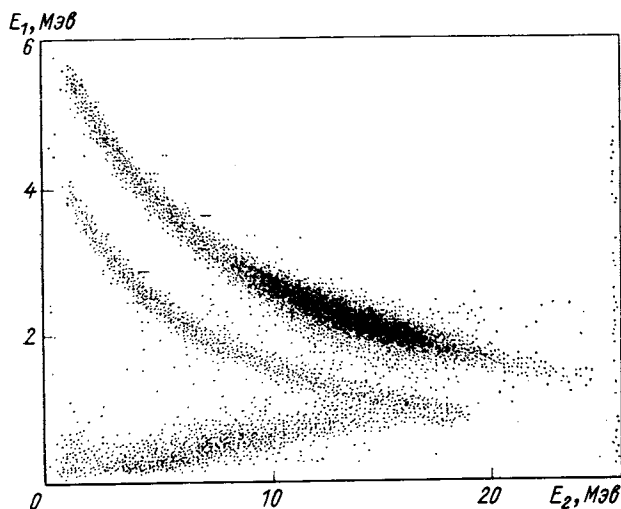


Рис. 13. Типичная информация с двух ППД, сфотографированная с экрана дисплея ЭВМ

слов, прошедших через буферные памяти. Скорость набора статистики регулируется изменением плотности газа мишени и устанавливается обычно такой, чтобы указанные выше потери не превышали 1—2%.

Пик-детекторы передают практически без искажения амплитудную информацию в широком диапазоне времени нарастания импульсов. Это важно, поскольку толщина и соответственно время собирания заряда в ППД сильно различаются. Время собирания заряда составляет десятки наносекунд в тонких детекторах и около 1 мксек — в толстых литиево-дрейфовых детекторах. Нелинейность электроники измеряется при помощи генератора с автоматически изменяющейся амплитудой и не превышает ± 1 канал.

Аппаратура действует в импульсном режиме. Типичная длительность газовой струи составляет 150—200 мсек. Как правило, использовали три такие струи за 1 сек (время нарастания магнитного поля ускорителя) и интервал времени, соответствующий длительности струи, разбивали на серию (обычно восемь) подынтервалов, что выражалось в виде подачи сигналов управления

на ворота пик-детекторов через блок прерывания. Время, разделяющее эти сигналы, — 5 мсек и более, что, как и длительность сигналов, задавалось программным путем. В начале каждого такого сигнала производилась запись в ЭВМ служебной информации, по окончании которой на все детекторы поступал сигнал, позволявший приступить к приему данных с ППД.

Типичный характер принимаемой с двух ППД информации при работе с дейтериевой мишенью дан на рис. 13, сфотографированном с экрана дисплея ЭВМ. Отдельная точка на рисунке означает одно событие; по вертикальной оси отложены энергетические потери в переднем ППД, а по горизонтальной — в заднем. Отчетливо видны две группы частиц: дейтоны и протоны. Область с наибольшей плотностью точек обусловлена дейтонами отдачи, возникающими в процессе упругого рассеяния. Толщину первого детектора, равную 200 мкм, проходят дейтоны и протоны начиная с энергий 6,5 и 5,0 Мэв соответственно. С увеличением энергии все большая часть ее отдается второму детектору, до тех пор пока

частица не начнет выходить за его пределы. При этом образуется точка (точнее, край) перегиба и энерговыделение во втором ППД далее уменьшается. Такой край относится к частицам с известным пробегом, равным 2,2 мм в кремнии для случая, соответствующего рис. 13, и его можно использовать для градуировки.

Ширина пика упругого рассеяния (рис. 14) частиц в экспериментах с газовой мишенью определяется в основном только размерами струи. Заметим, что положение пиков слабо зависит от энергии протонов пучка.

Характерная особенность приведенных спектров — наличие значительного количества событий слева от пиков, что обусловлено преимущественно процессом дифракционной диссоциации типа $p + d \rightarrow X + d$. Измерения подобных спектров позволяют получить ценную информацию о поведении дифференциальных сечений $d^2\sigma/dq^2 dM_x^2$ в широком интервале масс M_x на протонном пучке с энергией 50—400 Гэв [17]. Исследования проводили на дейте-

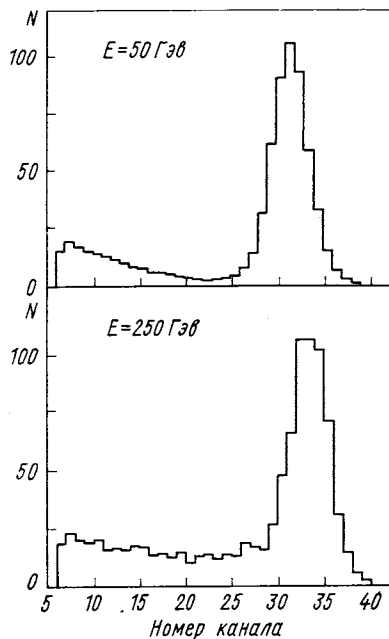


Рис. 14. Спектры дейтонов для двух энергий протонов пучка

риевой и водородной мишенях. Кроме аппаратуры, изображенной на рис. 12, использовали ее модификацию, в которой каждый канал имел уже по три детектора поверхностно-барьерного типа толщиной 0,15; 1,5 и 5 мм. Из-за большой интенсивности пучка (10^{13} протонов в цикле) и приближения детекторов к мишени до 1,5 мм их площадь уменьшена до $0,25 \text{ см}^2$. Комбинации детекторов $1+2$ и $2+3$ удобны тем, что обеспечивают одновременно два диапазона q^2 . По сравнению с литиево-дрейфовыми ППД этот тип, хотя и более дорогой, отличается значительно большей радиационной стойкостью и надежностью в работе.

Кроме указанных выше исследований комбинации из тонких и толстых ППД применяются и в других экспериментах, например на внутреннем пучке α -частиц синхрофазотрона ОИЯИ [31].

Методические особенности использования ППД. Степень разделения частиц, в частности дейтонов и протонов, по ионизационным потерям и энергии определяется прежде всего тонким детектором, а именно статистическими флуктуациями энергодельдений в этом детекторе. Ширина на полувысоте данных флуктуаций Δ (кэв) = $14 Z \sqrt{W}$ (мкм) [18].

В рассматриваемом случае толщина ППД $W = 200 \text{ мкм}$, заряд частицы $Z = 1$ и $\Delta \approx 200 \text{ кэв}$. Сами ионизационные потери пропорциональны W . Следовательно, разделение частиц улучшается пропорционально \sqrt{W} , но при этом частице требуется большая энергия, чтобы попасть во второй, толстый, детектор.

В спектрометрических измерениях первостепенную роль играет правильная градуировка аппаратуры. Для энергетической градуировки можно воспользоваться краем спектра $E_1 + E_2$ (см. рис. 13). Однако точность градуировки при этом не всегда оказывается удовлетворительной из-за размытости краевого участка спектра. Градуировку можно произвести, воспользовавшись известным соотношением между энергией и углом вылета γ из мишени частицы, отдачи с массой M и скоростью β при упругом соударении:

$$E = (2M\beta^2 \sin^2 \gamma) / (1 - \beta^2 \sin^2 \gamma),$$

где γ откладывается от перпендикуляра к оси пучка. На практике не просто найти из геометрии эксперимента достаточно точно угол $\gamma = 0$, поэтому необходимо иметь серию измерений под разными углами, из которых можно извлечь соответствующие градуировочные значения [32].

По нашему мнению, оба приведенных выше способа градуировки лучше использовать для проверки в дополнение к основному способу, заключающемуся в облучении ППД α -частицами с известной энергией и проверке линейности каналов от генератора. Удобно использовать генератор с линейно меняющейся амплитудой, чтобы заполнить все каналы АЦК с хорошей статистикой. Нелинейность

проявляется в младших и старших каналах. Кроме того, зависимость номера канала N от амплитуды импульсов может целиком оказаться сдвинутой вверх или вниз и менять тем самым начальную точку отсчета. Отбросив то или иное число начальных и конечных каналов в исследованиях на установке, изображенной на рис. 12, и применяя на ЭВМ метод наименьших квадратов, можно получить наиболее достоверные градуировочные прямые типа $E = AN + B$, где A и B — константы. Градуировка заднего детектора технически трудна. В принципе можно ограничиться градуировкой лишь переднего детектора, если хорошо известна его толщина. Зная ионизационные потери энергии частицы в переднем детекторе, нетрудно найти полную энергию частицы.

При использовании серии ППД, размещенных под разными углами к пучку частиц, необходимо знать точное соотношение их площадей. Применение сильного источника, например, типа ${}^{241}_{95}\text{Am}$ позволяет провести сравнение чувствительных площадей с точностью лучше 1%. В рассматриваемом случае такой источник помещали точно на место газовой мишени. В действительности определяли площадь не самих детекторов, а расположенных рядом с ними коллиматоров, с помощью которых чувствительные площади проще сделать одинаковыми. Использовали два варианта коллимации: в одном из них коллиматор брали толще, чем оба детектора вместе взятые, и располагали его на входе в передний ППД; в другом коллиматор помещали между двумя ППД, что позволяло значительно уменьшить толщину коллиматора и тем самым снизить эффект рассеяния на его краях. Отметим, что во втором варианте события с частицами, проходящими через материал коллиматора, полностью не отбрасываются. Тем не менее такие события не трудно исключить, поскольку они дают другую зависимость между энергетическими потерями в тонком и толстом детекторах (рис. 15). На рисунке сплошная кривая относится к частицам, проходящим через отверстие коллиматора, а пунктир — возможная кривая для частиц, путь которых проходит через материал коллиматора. Пунктир лежит ниже сплошной линии, но крайние их точки A и A' по горизонтали совпадают. Пусть E_1 , E_2 и E_k — энергии, оставленные в детекторах и коллиматоре. Появление E_k приводит к увеличению порогового значения энергии частицы, при которой последняя входит во второй детектор, т. е. началу отсчета E_2 будет соответствовать меньшее значение E_1 . Степень уменьшения E_1 возрастает с увеличением отношения толщин коллиматора и первого детектора. После коллиматора частица имеет энергию $E_2 = E - (E_1 + E_k)$, которая полностью теряется во втором детекторе, пока частица не выйдет за его пределы. Точки A и A' соответствуют одному и тому же пробегу частицы после коллиматора, равному толщине второго детектора, поэтому по горизонтали совпадают.

При использовании ППД следует помнить о том, что на краях его электродов поле имеет бочкообразный характер, что приводит к соответствующей неопределенности эффективной площади ППД. Коллиматоры необходимы такие, чтобы регистрируемая частица не заходила в область ослабленного электрического поля.

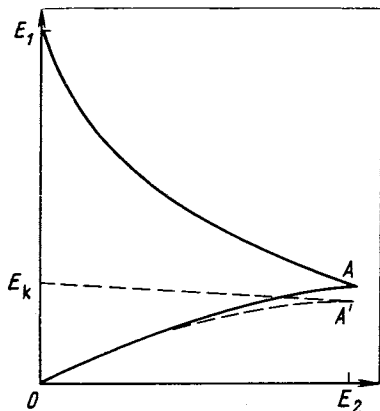


Рис. 15. К использованию коллиматоров между ППД

Прежде всего это существенно для толстых (5 мм) детекторов, поскольку в них частица может заметно уклоняться к краям вследствие многократного рассеяния или рассеяния на краях коллиматора. Заряд, образующийся в ослабленном поле, собирается медленнее, что может привести к уменьшению амплитуды сигнала и соответственно к погрешностям в измерениях. Особенно это проявляется при работе с короткими импульсами.

Как упоминалось ранее, в случае коротких импульсов может возникнуть также зависимость их амплитуды от времени собирания заряда, на которое влияет пробег частицы в детекторе.

Кроме отмеченных выше эффектов при использовании толстых ППД необходимо учитывать еще потери в счете, возникающие вследствие ядерных взаимодействий [19]. Так, для дейтронов с энергией 35 Мэв эти потери составляют 1,5%.

3. ИССЛЕДОВАНИЯ КОГЕРЕНТНЫХ ПРОЦЕССОВ С ЯДРАМИ

Ценным свойством ППД является линейность его характеристик, т. е. достаточно строгая пропорциональность между амплитудой сигнала и энерговыделением независимо от вида и энергии регистрируемых частиц. Это существенно облегчает идентификацию ядер отдачи, возникающих при взаимодействии первичных частиц с веществом той или иной мишени. Спектр хорошо разделенных ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$, полученный при исследовании когерентного рассеяния протонов на газовой гелиевой мишени [20], приведен на рис. 16. Эксперимент проводился на выведенном протонном пучке ускорителя ЦЕРНа с энергией 24 Гэв и интенсивностью 10^{12} частиц в цикле. Детекторы имеют площадь 44×7 мм и расположены на расстоянии 80 см от мишени под углом от 90 до 57° к оси пучка. Угловое разрешение, равное 4 мрад, определяется двумя коллиматорами. Энергия регистрируемых ядер ${}^4\text{He}$ составляет 24—33 Мэв.

Измеряются ионизационные потери и энергия частиц. Лучшее разделение ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$ удается получить при использовании двух тонких детекторов для измерения ионизационных потерь. Наряду с упругим рассеянием можно наблюдать также вклад неупругого процесса типа $p + {}^4\text{He} \rightarrow N_{1/2}^* + {}^4\text{He}$ в области масс M_{N^*} , равной 1500 и 1688.

Более тяжелые ядра когерентного процесса можно детектировать [21] при использовании кремниевого детектора одновременно

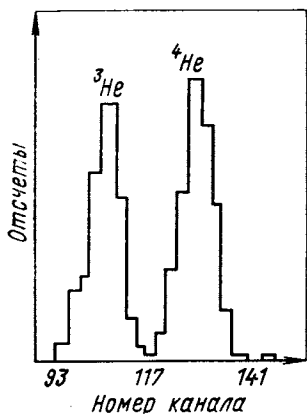


Рис. 16. Спектр вторичных частиц из гелиевой мишени

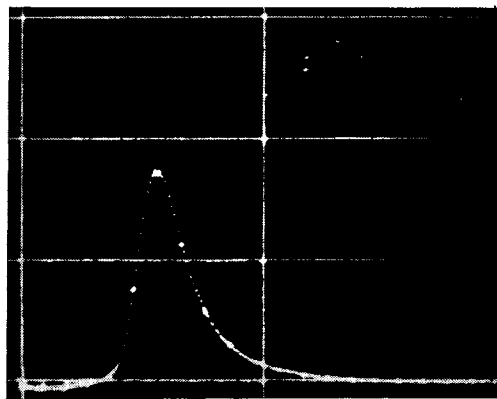


Рис. 17. Амплитудный спектр импульсов от быстрых протонов

и в качестве мишени. Кремний как мишень интересен тем, что большинство его ядер (92,2% ${}^{28}\text{Si}$ и 3,1% ${}^{30}\text{Si}$) имеют нулевые спин и изотопический спин, что упрощает анализ процессов взаимодействия. В эксперименте кремниевый детектор толщиной 1 мм располагали на пути пучка протонов с энергией 730 Мэв. Протон с такой энергией оставляет в детекторе в среднем около 400 кэв; разброс ионизационных потерь характеризуется спектром Ландау (рис. 17). При образовании ядра отдачи кремния и остановке его в детекторе энергия этого ядра добавляется к ионизационным потерям проходящего протона. В результате сигнал с ППД увеличивается на величину, однозначно связанную с углом рассеяния протона. Зафиксировав этот угол, например, сцинтилляционным счетчиком, можно наблюдать спектр, подобный приведенному на рис. 18. В спектре видны два пика, второй из которых относится к когерентному взаимодействию. Первый пик — фоновый — соответствует простому прохождению протонов через ППД и одновременно сбавыванию при этом сцинтилляционного счетчика.

Регистрацию ядер отдачи кремния можно использовать для предварительного отбора когерентных взаимодействий и формиро-

вания сигналов запуска, например, искровых камер с целью более детального изучения процесса. Таким образом, были поставлены [22] эксперименты на пионных пучках ускорителей ЦЕРН и ИФВЭ. В этих экспериментах отбирают события с образованием трех и более пионов в мишенях из различных веществ. ППД используют в качестве живой мишени, позволяющей эффективно выделять когерентные события, сопровождающиеся образованием ядер

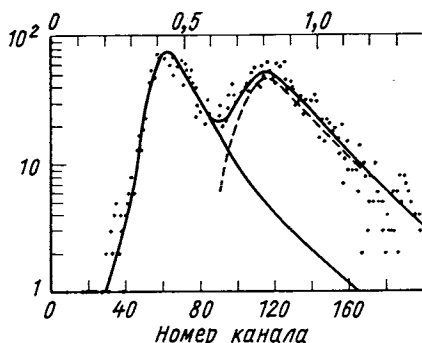
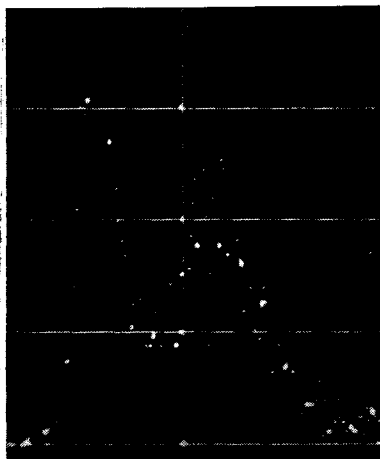


Рис. 18. Спектр для случая регистрации ядер кремния

кремния с энергией около 400 *кэв*. Используют детекторы толщиной 0,2 и 1,0 *мм*. Мишень состоит из пяти таких детекторов. К событиям эффекта относятся случаи, когда только в одном из детекторов возникает выделение энергии, превышающее энергию проходящих релятивистских пионов на величину порядка 400 *кэв*. Естественно, что мешающим фактором являются флуктуации в спектре Ландау в сторону больших ионизационных потерь. С этой точки зрения детекторы меньшей толщины предпочтительнее. Однако из-за большой емкости тонких детекторов возникают трудности, связанные с шумами электроники. На практике положение осложняется еще и относительно большой интенсивностью пионного пучка, а также влиянием помех со стороны искровых камер. Последние обстоятельства привели к тому, что был разработан специальный тип усилителя, который позволяет проводить спектрометрические измерения с довольно короткими импульсами [23].

4. РЕГИСТРАЦИЯ γ -КВАНТОВ

Широкое применение ППД находят в настоящее время в спектрометрах γ -квантов и X-лучей, образующихся в результате захвата мюонов или других частиц на атомную орбиту с большим

квантовым числом и последующего их перехода на более низкие энергетические состояния. При этом большей эффективностью отличаются ППД, выполненные из германия (порядковый номер $Z = 32$, в то время как у кремния $Z = 14$). Напомним, что фотоэффект пропорционален Z^5 , комптон-эффект — Z и образование пар — Z^2 . Большим прогрессом было создание германиевых детекторов коаксиальной конструкции, позволяющей получить ра-

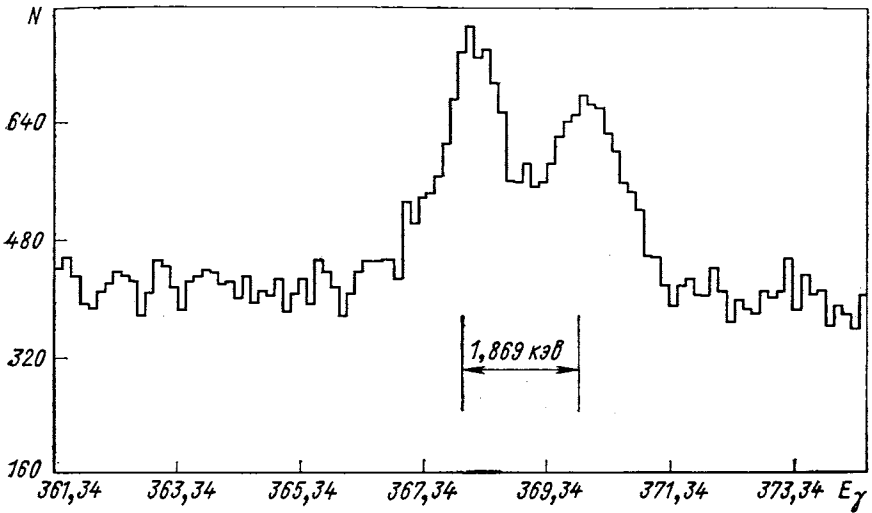


Рис. 19. Спектр γ -квантов

бочие объемы до 100 см^3 и выше. Эффективность таких детекторов приближается к эффективности сцинтилляционных счетчиков с подистым натрием, а энергетическое разрешение на порядок и более лучше.

Типичный эксперимент с регистрацией γ -квантов на больших ускорителях описан в работе [24]. В этом эксперименте детектируются остановки каонов в различных мишенях; ППД располагаются около мишени. Чтобы перекрыть широкий энергетический диапазон $15\text{--}550 \text{ кэВ}$, используют одновременно три разного типа ППД. Данные до 60 кэВ получают с литиево-дрейфового кремниевого детектора толщиной 3 мм , в области $60\text{--}300 \text{ кэВ}$ — с плоского германиевого детектора толщиной 13 мм , а для больших энергий служит германиевый детектор коаксиальной конфигурации. Особый интерес в эксперименте представляла реакция типа $\bar{K} + N \rightarrow \bar{\Sigma} + \pi$ с последующим захватом $\bar{\Sigma}$ -гиперонов и переходом их в другие состояния. Важно, что спин $\bar{\Sigma}$ -гиперона равен $1/2$, поэтому спектр испускаемых X -лучей должен содержать дублетные

линии, несущие информацию о магнитном моменте $\bar{\Sigma}$ -гиперона $\mu_{\bar{\Sigma}}$. К сожалению, ожидаемый сдвиг между линиями невелик — всего около 300 эв, поэтому разделить их практически невозможно. Тем не менее дублетность приводит к соответствующему расширению пика, что позволяет сделать определенные заключения о $\mu_{\bar{\Sigma}}$. В частности в работе [25] подобной методикой было получено значение $\mu_{\bar{\Sigma}} = -1,48 \pm 0,37$ я.м.

Дублетность линий значительно отчетливее проявляется в событиях, возникающих при захвате антипротонов (рис. 19) [26]. На основании этих спектров для антипротона получено $\mu_{\bar{p}} = -2,790 \pm 0,021$ я.м. Германиевые спектрометры в настоящее время применяются на ускорителях самых различных энергий. Так, процесс детектирования γ -квантов, которые испускаются различными ядрами, образованными при облучении урановой мишени пучком протонов с энергией 300 Гэв, рассмотрен в работе [27]. События выделяли двумя германиевыми детекторами, включенными на совпадение. В эксперименте получены данные о сечении образования различных ядер в диапазоне $A = 24 \div 140$.

5. ГЕРМАНИЕВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Обычная область применения германиевых детекторов относится прежде всего к гамма-спектрометрии. В широком масштабе эти детекторы изготавливают пока из германия, компенсированного литием. Такие детекторы необходимо все время держать при низкой температуре, что неудобно, и для регистрации заряженных частиц экспериментаторы предпочитают использовать кремниевые детекторы, способные храниться и работать при комнатной температуре. Однако германий — более тяжелый материал, чем кремний, и современная технология позволяет получать из него довольно толстые детекторы, в которых могут укладываться пробеги частиц относительно больших энергий. Например, в германии пробегу 15 мм соответствуют следующие энергии протонов, дейтронов и пионов: 115, 155 и 55 Мэв.

Большое достижение техники — получение сверхчистого германия, детекторы из которого можно держать в комнатных условиях и охлаждать только для уменьшения шумов во время эксперимента. Кроме того, сверхчистый германий позволяет изготавливать детекторы практически без мертвого слоя с лицевой стороны и с небольшим мертвым слоем сзади, который, в частности, может не превышать 120 мкм в детекторе толщиной 15 и диаметром 33 мм [28]. В этой же работе описываются измерения с протонами с энергией 102 Мэв. Указывается, что количество ядерных взаимодействий равно 9% числа зарегистрированных протонов. В результате таких

взаимодействий происходят уменьшения сигналов, которые, как видно из рис. 20, имеют довольно гладкое распределение в области энергий 40—101 Мэв и не сильно влияют на ширину основного пика. Оба эти обстоятельства важны при исследовании неупругих процессов, которые дают сигналы, расположенные слева от пика упругого рассеяния.

Чтобы использовать толстые ППД для регистрации положительных пионов, необходимо учитывать их распад. Время жизни пиона составляет 26 нсек, и он распадается на нейтрино и мюон с энергией 4,12 Мэв, который в свою очередь со временем жизни 2,2 мксек распадается на два нейтрино и позитрон. Длительность импульсов с ППД обычно превышает время первого распада, поэтому к выделению энергии пионов в ППД будет всегда прибавляться постоянная энергия мюонов. Позитроны тоже дают энергетическую добавку, но уже переменную, так как одна часть из них остается в детекторе, а другая выходит за его пределы. Кроме того, момент второго распада может или совпадать с импульсом от пиона, или происходить позже. В результате второй распад приводит к удлинению спектра в сторону больших энергий. Искажения спектра позитронами уменьшаются следующими тремя способами: исключением импульсов микросекундного распада при соответствующем укорочении импульсов, введением счетчиков антисовпадений вокруг ППД и использованием специальной схемы, отбрасывающей случаи с наложением импульсов. При совместном использовании этих трех способов можно получить спектры пионов хорошей формы [28].

Серьезной проблемой применения ППД в исследованиях около интенсивных пучков частиц является их ограниченный срок действия вследствие радиационных повреждений. Так, для рассмотренного выше германиевого детектора найдено ухудшение энергетического разрешения с 2,2 до 16 кэв после попадания в него 10^9 нейтрон/см².

Говоря о допустимых дозах для ППД, следует иметь в виду их зависимость от толщины детектора. Действительно, с уменьшением толщины число дислокаций в полупроводнике убывает и ППД способны принимать большую дозу облучения, отнесенную к едини-

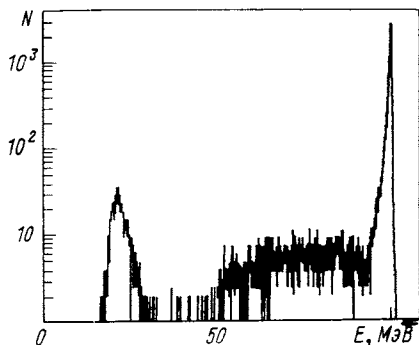


Рис. 20. Амплитудный спектр импульсов от протонов с энергией 102 Мэв

це площади их электродов. Сюда можно еще добавить, что литиево-дрейфовые детекторы более чувствительны к радиации, чем ППД из чистого материала.

6. РЕГИСТРАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

Релятивистская заряженная частица в слое кремния толщиной 1 мм теряет энергию равную 380 кэв. Амплитудное распределение импульсов с ППД описывается спектром Ландау (см., например, рис. 17). При работе на больших ускорителях затруднения возникают обычно из-за наличия большого уровня фоновых загрузок, что накладывает соответствующие требования к быстродействию усилителей. Весьма значительными также могут быть электрические, электромагнитные, а иногда и акустические помехи, от которых детекторы и усилители необходимо тщательно защищать. Для регистрации релятивистских частиц желательно использовать детекторы толщиной около 2 мм и более. Однако необходимо помнить, что с увеличением толщины ППД возрастает соответственно время собирания носителей заряда. Относительно невысокое быстродействие толстых ППД ограничивает область их применения. И по быстродействию, и по размерам ППД значительно уступают спинтлляциянным счетчикам и поэтому не могут конкурировать с последними при регистрации релятивистских частиц. Однако в отдельных, специфических условиях ППД оказывается весьма удобным детектором быстрых частиц, например можно помещать ППД внутрь водородной камеры [29]. ППД хорошо работает при температуре жидкого водорода, и его можно использовать для соответствующего отбора событий. Так, ППД можно помещать в пучок перед задней стенкой водородной камеры [30] и его сигналы, возникающие от несовпадавших частиц, использовать как антисовпадения при анализе фотографий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение ППД в физике высоких энергий позволяет поставить целый ряд интересных экспериментов на внутренних и внешних пучках ускорителей. Примечательная особенность этих экспериментов заключается в сравнительно небольшой стоимости используемой аппаратуры. Дальнейшее расширение области применения ППД в исследованиях на пучках частиц высоких энергий можно в первую очередь связать с увеличением размеров ППД, а также с использованием позиционно-чувствительных детекторов, измеряющих не только энергию, но и координату частицы. Несомненно, что прогрессивная полупроводниковая технология откроет еще более широкие возможности для совершенствования известных и создания новых типов детекторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Landis D. A. e.a. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1971, v. 18, N 1, p. 115.
2. Elad E. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1972, v. 9, N 1, p. 403.
3. Dearnaley G., Northrop D. C. Semiconductor Counters for Nuclear Radiations. London, Spon, 1963.
4. Акимов Ю. К. и др. Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение, М., Атомиздат, 1967.
5. Никитин В. А. и др. «ПТЭ», 1963, № 6, с. 18.
6. Акимов Ю. К. и др. «ЖЭТФ», 1965, т. 48, с. 767.
7. Акимов Ю. К. и др. «Ядерная физика», 1966, т. 4, с. 88.
8. Акимов Ю. К., Селиванов Г. И. Сообщение ОИЯИ E13-5621, 1971.
9. Zolin L. S., Nikitin V. A., Pilipenko Y. K. «Cryogenics», 1968, v. 8, N 3, p. 143.
10. Акимов Ю. К. и др. «ЖЭТФ», 1972, т. 62, с. 1231.
11. Акимов Ю. К. и др. Сообщение ОИЯИ ЕФИ-98, 1974.
12. Забиякин Г. И. и др. Препринт ОИЯИ 13-3397, 1967.
13. Безногих Г. Г. и др. Препринт ОИЯИ P1-4594, 1969.
14. Bartenev V. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1972, v. 29, p. 1755.
15. Бартнев В. и др. «Ядерная физика», 1976, т. 23, с. 759.
16. Akimov Y. K. e.a. «Phys. Rev. D.», 1975, v. 12, p. 3399.
17. Akimov Y. K. e.a. «Phys. Rev. Lett.» v. 35, p. 766.
18. Mollenauer I. F. e.a. BNL, 737 (T-266), 1962.
19. Measday D. F., Richard-Serre C. Report CERN69-17, 1969.
20. Berthot J. e.a. Fifth Intern. Conf. on Nuclear Structure. Uppsala, Sweden, 1973, p. 140.
21. Lander R. L. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1966, v. 42, p. 261.
22. Беллини Дж. и др. В кн.: Международная конференция по аппаратуре в физике высоких энергий. Дубна, 1970, с. 567.
23. Gatti E., Manfredi P. F. Proceedings 2nd Ispra Nucl. Electr. Symposium. Luxemburg, 1975, p. 33.
24. Wiegand C. E. «Phys. Rev. Lett.», 1969, v. 22, p. 1235.
25. Roberts V. L. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 1265.
26. Dugan G. e.a. High-Energy Phys. and Nucl. Structure. Santa-Fe, Amer. Inst. Phys., 1975, p. 545.
27. Schedemann O., Porille N. T. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 127, p. 189.
28. Amann J. F. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 126, p. 193.
29. Sun C. R. «IRE Trans. Nucl. Sci.», 1962, v. 9, N 3, p. 211.
30. Брик Д. Х. и др. В кн.: Международная конференция по аппаратуре в физике высоких энергий. Дубна, 1970, с. 558.
31. Будилов В. А. и др. Препринт ОИЯИ 13-8898, 1975.
32. Бартнев В. Д. и др. Препринт ОИЯИ P1-6246, 1972.